

Импульсно-периодический Fe:ZnSe-лазер с термоэлектрическим охлаждением

Н.Г.Захаров, А.В.Захряпа, В.И.Козловский, Ю.В.Коростелин,
Я.К.Скасырский, М.П.Фролов, Р.С.Чуваткин, И.М.Юткин

Исследован импульсно-периодический режим генерации лазера на кристалле Fe:ZnSe, охлаждаемом до температуры 195 К двумя термоэлектрическими модулями с максимальной мощностью охлаждения 34 Вт. Источником накачки служили два импульсных синхронизованных Er:YAG-лазера, работавших в режиме свободной генерации. Продемонстрировано, что в короткой серии импульсов средняя мощность лазерного излучения может превышать 20 Вт. В установленном температурном режиме достигнута средняя мощность 3.1 Вт. Центр спектра генерации находился на длине волны 4.38 мкм, полный угол расходимости составлял 5 мрад.

Ключевые слова: средний инфракрасный диапазон, кристаллы A_2B_6 , Fe:ZnSe-лазер, термоэлектрическое охлаждение, импульсно-периодический режим.

1. Введение

Соединения A_2B_6 , легированные двухвалентными ионами хрома и железа, в течение вот уже двадцати лет активно изучаются как перспективные лазерные среды для спектрального диапазона 2–7 мкм. Значительная часть исследований в последнее время связана с использованием лазеров данного типа при реализации высокочувствительных методов спектрального анализа [1–8], в спектроскопии сверхвысокого разрешения [9–11], а также при создании источников фемтосекундного излучения в ИК области спектра [12–18].

Большое внимание уделяется также разработке мощных импульсных лазеров на основе кристаллов Fe:ZnSe для спектрального диапазона 3.8–5 мкм, в котором расположено окно прозрачности атмосферы. Наилучшие результаты были получены при охлаждении активного элемента жидким азотом: в режиме однократных импульсов достигнута максимальная выходная энергия Fe:ZnSe-лазера 10.6 Дж [19]. В импульсно-периодическом режиме (при частоте следования импульсов 100 Гц) была продемонстрирована средняя выходная мощность 35 Вт [20]. В обоих случаях накачка осуществлялась излучением Er:YAG-лазеров с $\lambda = 2.94$ мкм и длительностью импульсов в сотни микросекунд.

Н.Г.Захаров, А.В.Захряпа, Р.С.Чуваткин, И.М.Юткин. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: Nikitagz@rambler.ru, a.zakhryapa@gmail.com, rinatch@yandex.ru, yutkin@otd13.vniief.ru

В.И.Козловский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: vikoz@sci.lebedev.ru

Ю.В.Коростелин, Я.К.Скасырский, М.П.Фролов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: yukor@x4u.lebedev.ru, yans@sci.lebedev.ru, frolovmp@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 20 ноября 2018 г., после доработки – 23 января 2019 г.

Для эффективной работы лазера при комнатной температуре необходимо использовать для накачки короткие импульсы излучения, поскольку внутренняя квантовая эффективность лазерного перехода падает с увеличением температуры из-за активации многофононной безызлучательной рекомбинации. Например, при накачке импульсами HF-лазера длительностью 250 нс выходная энергия Fe:ZnSe-лазера при комнатной температуре достигала 1.67 Дж [21].

Основной проблемой масштабирования Fe:ZnSe-лазеров, работающих при комнатной температуре, является отсутствие подходящих источников накачки, генерирующих мощные короткие импульсы излучения в окрестности $\lambda = 3$ мкм. Кроме того, увеличение мощности накачки за счет сокращения импульса ограничено лучевой прочностью кристалла. С другой стороны, охлаждаемые жидким азотом Fe:ZnSe-лазеры, продемонстрировавшие самые высокие энергетические характеристики, неудобны для практического использования.

В связи с этим представляет интерес разработка Fe:ZnSe-лазеров с термоэлектрическим охлаждением. Такой подход, впервые примененный в [22], позволил в дальнейшем получить в кристалле Fe:ZnSe, охлаждаемом до температуры 220 К трехкаскадным термоэлектрическим модулем, генерацию в окрестности $\lambda = 4.3$ мкм с выходной энергией 7.5 Дж в режиме одиночных импульсов [23]. Цель настоящей работы – исследование импульсно-периодического режима генерации Fe:ZnSe-лазера с термоэлектрическим охлаждением и возможности достижения средней мощности в единицы ватт.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, а. Использовались два активных элемента Fe:ZnSe-лазера, которые были изготовлены из двух различных монокристаллов, выращенных на кристаллической затравке физическим транспортом в гелии [24]. Один из них (элемент 1) имел форму параллелепипеда с активной длиной 17 мм (вдоль оси резонатора) и поперечными размерами

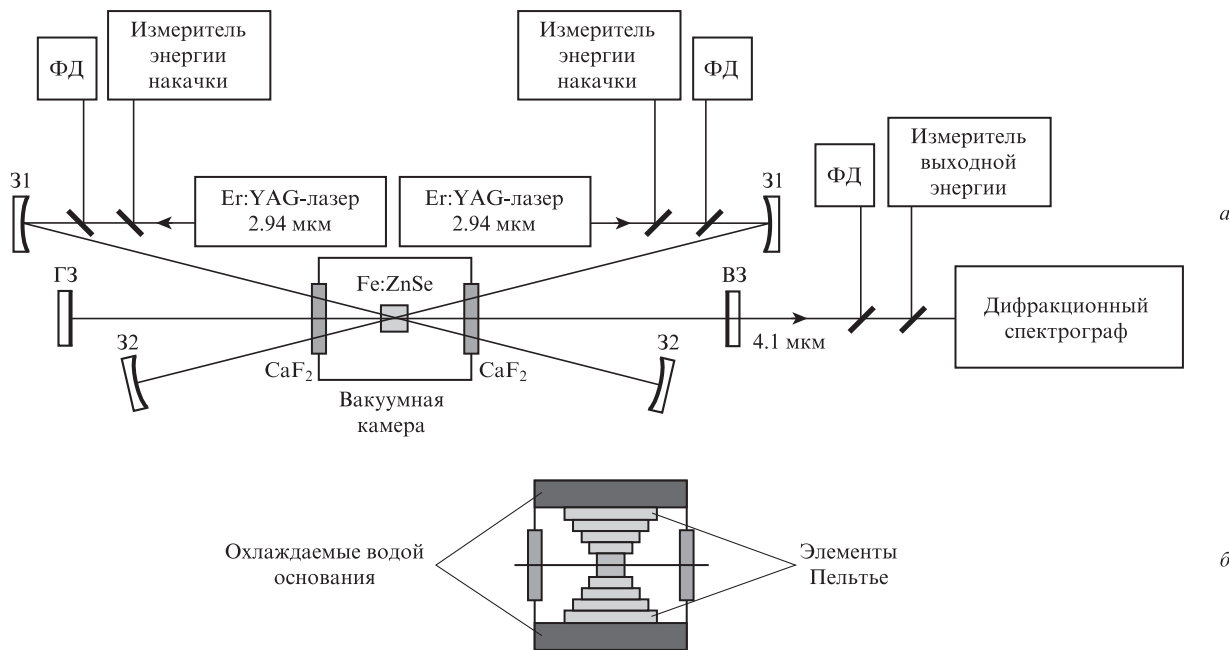


Рис.1. Схема экспериментальной установки (а): ГЗ, ВЗ – глухое и выходное зеркала резонатора Fe: ZnSe-лазера; CaF₂ – окна вакуумной камеры; 31 – зеркала, направляющие в кристалл Fe: ZnSe пучки излучения накачки Er: YAG-лазеров; 32 – зеркала, возвращающие в кристалл Fe: ZnSe отраженное его гранями и прошедшее через кристалл излучение накачки; ФД – фотодиоды. Вакуумная камера (вид сбоку) (б).

25 × 25 мм, другой (элемент 2) имел форму цилиндра с активной длиной 19.6 мм и диаметром 12 мм. Спектры пропускания активных элементов представлены на рис.2.

Рабочие грани активных элементов не просветлялись и были параллельны с точностью не хуже 30". Активный элемент размещался внутри вакуумной камеры. Элемент 1 зажимался через индиевые прокладки с двух противоположных сторон двумя четырехкаскадными термоэлектрическими модулями ТВ-4-(199-97-49-17)-1.5 (Kryotherm), припаянными к медным радиаторам, охлаждаемым водой (рис.1,б). Элемент 2 помещался в медном кубе с размерами 22 × 22 × 22 мм с помощью цангового зажима через индиевую прокладку. Сам куб зажимался через индиевые прокладки с двух противоположных сторон двумя четырехкаскадными термоэлектрическими модулями. Плоскопараллельные окна вакуумной камеры, изготовленные из CaF₂, и рабочие поверхности активного элемента были отъюстированы перпендикулярно оптической оси резонатора.

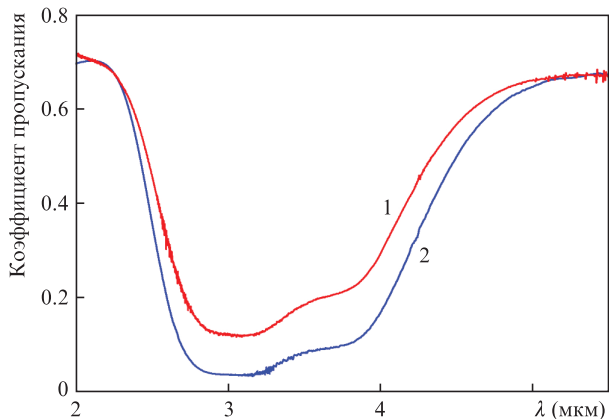


Рис.2. Спектры пропускания активных элементов 1 и 2 Fe:ZnSe-лазера.

Температура активного элемента измерялась термопарой медь – константан. Один контакт термопары закреплялся на медном радиаторе, а другой – в индиевой прокладке между кристаллом в виде параллелепипеда и «холодной» поверхностью термоэлектрического модуля или в медном кубе (при использовании цилиндрического активного элемента). Типичная зависимость мощности тепла Q , которую может отводить один термоэлектрический модуль с «холодной» поверхности, от разности температур ΔT «холодной» и «горячей» поверхностей, которую в дальнейшем будем называть перепадом температуры на термоэлектрическом модуле, представлена на рис.3.

Сплошная линия на рис.3 соответствует данным предприятия-изготовителя, причем значения максимального перепада и максимальной мощности даются с точностью 10%. В нашей экспериментальной установке максималь-

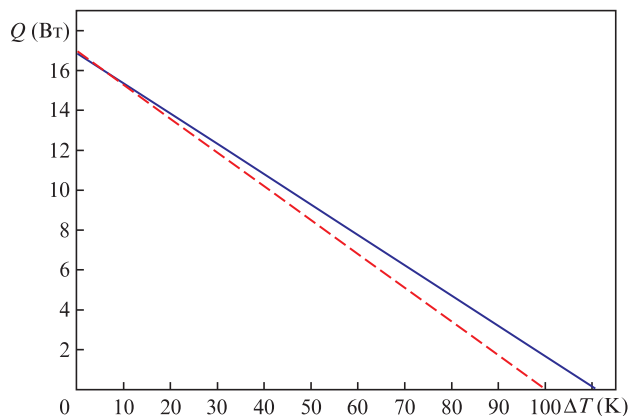


Рис.3. Зависимость холодильной мощности термоэлектрического модуля от перепада температуры на нем по данным предприятия-изготовителя (сплошная линия) и аналогичная зависимость с коррекцией максимально достижимого перепада по данным измерений (штриховая линия).

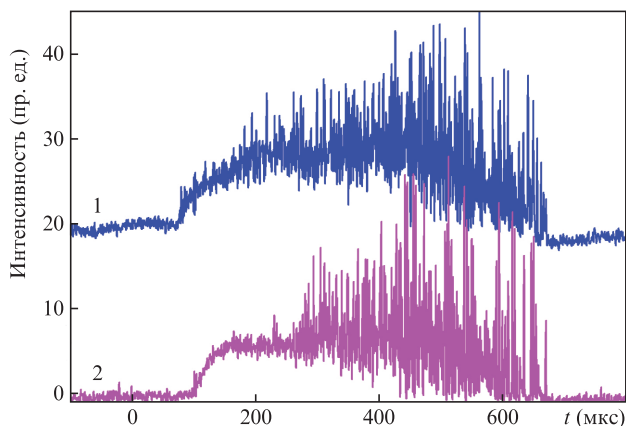


Рис.4. Осциллограммы импульсов генерации двух Er:YAG-лазеров накачки.

ный перепад температуры составил $100 \text{ K} \pm 2 \text{ K}$. Если считать, что максимальная хладопроизводительность Q_{max} остается такой же, то соответствующая зависимость немного изменится (штриховая линия).

Накачка кристалла Fe:ZnSe осуществлялась излучениями на $\lambda = 2.94 \text{ мкм}$ двух идентичных импульсных Er:YAG-лазеров с ламповой накачкой, работавших в режиме свободной генерации. Синхроимпульс источника питания одного из лазеров запускал разряд другого лазера. Эксперименты проводились при длительности импульса разряда каждой лампы накачки $\tau = 350$ или 700 мкс . Источники питания Er:YAG-лазеров обеспечивали частоту следования импульсов до 20 Гц . На рис.4 представлены осциллограммы импульсов генерации двух лазеров накачки при $\tau = 700 \text{ мкс}$. Видно, что во второй половине импульса накачки генерация в Er:YAG-лазере имеет более выраженный пиковый характер. Типичная длительность пиков равна 1 мкс .

В режиме однократных импульсов максимальная суммарная энергия излучения двух Er:YAG-лазеров составляла 12 Дж . В частотном режиме наблюдалось изменение энергии импульсов, особенно в первые 2 с , что видно на рис.5.

При малых частотах ($1\text{--}4 \text{ Гц}$, рис.5,*а*) энергия импульса излучения Er:YAG-лазера растет в течение первой секунды. При больших частотах ($8\text{--}10 \text{ Гц}$, рис.5,*б*) после небольшого увеличения энергии импульса наблюдается ее спад в течение $\sim 1.5 \text{ с}$. В обоих случаях быстрое изменение средней мощности происходит за $1\text{--}2 \text{ с}$. Дальнейшее изменение мощности излучения накачки существенно меньше наблюдаемого изменения средней мощности излучения Fe:ZnSe-лазера. Различное поведение мощности излучения лазера накачки при разных частотах следования, но при примерно одинаковой средней мощности ламповой накачки, по-видимому, связано с возникновением различных термооптических линз внутри Er:YAG-стержня, которые влияют на добротность резонатора Er:YAG-лазера.

Пучки излучений лазеров накачки вводились в кристалл Fe:YAG под небольшим ($\sim 4^\circ$) углом к оси резонатора с двух противоположных сторон. При этом выходные торцы стержней Er:YAG-лазеров диаметрами 4 мм с помощью сферических зеркал 31 ($R = 300 \text{ мм}$) отображались на торцах кристалла Fe:ZnSe с увеличением $2:1$ в виде пятен диаметрами 8 мм . Для более эффективного использования накачки излучения Er:YAG-лазеров, отра-

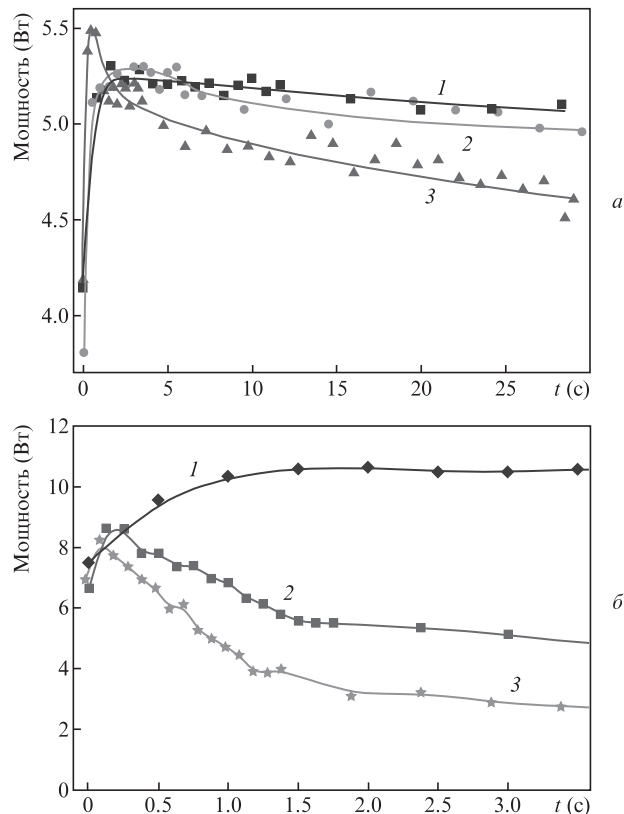


Рис.5. Временное изменение средней мощности излучения одного Er:YAG-лазера при начальных средних мощностях $\sim 4 \text{ Вт}$ (*а*) и $\sim 7 \text{ Вт}$ (*б*) и частотах следования импульсов 1.2 (*1*), 2 (*2*), 4 Гц (*3*) (*а*) и 2 (*1*), 8 (*2*), 10 Гц (*3*) (*б*).

женные гранями кристалла Fe:ZnSe и прошедшие через него, возвращались в активную область Fe:ZnSe-лазера сферическими зеркалами 32 ($R = 300 \text{ мм}$), расположенными на расстояниях 300 мм от кристалла Fe:ZnSe.

Резонатор Fe:ZnSe-лазера длиной 80 см был образован неселективными сферическим глухим зеркалом (ГЗ) с радиусом кривизны 2 м и плоским выходным зеркалом (ВЗ) с коэффициентом отражения 25% в спектральной области $4.0\text{--}4.5 \text{ мкм}$.

Измерения энергий импульсов накачки и генерации осуществлялась с помощью калориметров OPHIR, а регистрация формы импульсов соответственно фотодиодами PD-36 и PD-48 (IBSG Co, Ltd). Спектр генерации измерялся с помощью спектрографа с дифракционной решеткой 300 штрих./мм , работавшей в первом порядке в спектральной области $4\text{--}4.5 \text{ мкм}$. Спектр регистрировался по ожогу на термобумаге для факсов, находящейся в кассетной части спектрографа. Расходимость излучения лазера измерялась путем измерения доли энергии импульса, прошедшего через набор диафрагм, размещенных в фокальной плоскости сферического зеркала с фокусным расстоянием 500 мм .

3. Результаты экспериментов

3.1. Характеристики лазера при однократном импульсе накачки

На рис.6 представлена зависимость выходной энергии Fe:ZnSe-лазера E_{las} от полной энергии излучения накачки E_p , полученная при работе лазера с активным элемен-

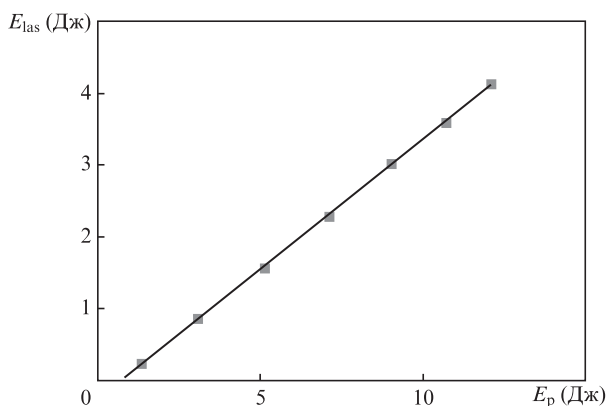


Рис.6. Зависимость выходной энергии Fe:ZnSe-лазера от полной энергии импульса накачки.

том 1 в режиме однократных импульсов накачки длительностью 700 мкс. Пороговая энергия импульса накачки равнялась 0.67 Дж. При максимальной энергии импульса накачки 12 Дж выходная энергия Fe:YAG-лазера составляла 4.1 Дж. Дифференциальная эффективность лазера, определенная по наклону построенной по экспериментальным точкам прямой, оказалась равной 36%, что хорошо согласуется с результатами [23]. Примерно такое же значение получено при использовании активного элемента 2.

Зависимости энергии однократного импульса Fe:ZnSe-лазера с активным элементом 1 от перепада температуры ΔT при двух значениях энергии импульса накачки представлена на рис.7. Температура воды, охлаждающей медный радиатор, была равна 17°C. Разность температур воды и «горячей» поверхности термоэлектрического модуля не превышала 5 К. При однократном импульсе накачки различие температур кристалла и «холодной» поверхности термоэлектрического модуля пренебрежимо мало, поэтому температура кристалла T при $\Delta T = 100$ К считалась равной 195 К.

Уменьшение энергии лазерного импульса при уменьшении ΔT обусловлено увеличением порога генерации с ростом температуры кристалла из-за уменьшения времени жизни верхнего лазерного уровня Fe:ZnSe. Из рис.7 видно, что с увеличением энергии импульса накачки лазер работает в более широком диапазоне температур.

На рис.8,а представлены осциллограммы импульсов излучения Fe:ZnSe-лазера при различных ΔT и $E_p = 4.5$ Дж; для сравнения на рис.8,б даны осциллограммы при различных E_p и $\Delta T = 97$ К. Нуль на временной оси соответ-

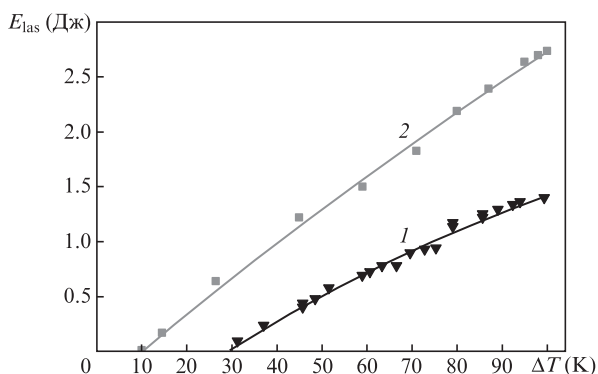


Рис.7. Зависимости энергии импульса Fe:ZnSe-лазера с активным элементом 1 от ΔT при энергиях импульса накачки 4.5 (1) и 8 Дж (2).

ствует началу разряда в лампах лазера накачки. Видно, что с увеличением температуры кристалла (уменьшением ΔT) момент окончания импульса генерации смещается к началу импульса накачки. Менее существенное смещение наблюдается при уменьшении энергии импульса накачки. Это различие связано с тем, что время жизни верхнего лазерного уровня при изменении ΔT от 100 до 30 К (при этом температура кристалла изменяется от 195 до 265 К) уменьшается от ~ 15 мкс до 1 мкс и становится сравнимым с длительностью пиков импульса излучения накачки. Действительно, в импульсном режиме порог по энергии определяется формулой [25]

$$E_{th} = E_0 \frac{\tau_s/\tau}{1 - e^{-\tau_s/\tau}}, \quad (1)$$

где τ – время жизни верхнего лазерного уровня; E_0 – пороговая энергия при $\tau^{-1} = 0$; τ_s – длительность пика. Теперь сравним нижние осциллограммы на рис.8,а и б, когда генерация происходит при небольшом превышении порога. Как отмечалось выше, пиковый характер излучения накачки становится более выраженным во второй половине импульса и развивается к его концу. В случае $\Delta T = 28$ К и $E_p = 4.5$ Дж, когда $\tau \approx \tau_s$, порог возрастает к концу импульса в 1.6 раза. Поэтому при нагреве кристалла генерация во второй части импульса подавляется, тогда как при $\Delta T = 97$ К и $E_p = 0.55$ Дж, когда $\tau \gg \tau_s$, порог остается постоянным в течение импульса. В импульсно-периодическом режиме укорочение длительности импульса может обеспечить достижение более высокой средней мощности лазерного излучения.

На рис.9,а представлены спектры генерации Fe:ZnSe-лазера для случаев использования двух различных активных элементов и различных ΔT . Видно, что спектр генерации при использовании активного элемента 2, характеризующегося большим поглощением излучения накачки за один проход, чем элемент 1 (см. рис.2), сдвинут в длинноволновую сторону в случае $\Delta T = 100$ К. Провал в спектрах в области 4.2–4.3 мкм обусловлен внутрирезонаторным поглощением излучения молекулами CO_2 , содержащимися в воздухе. При нагреве кристалла (уменьшении ΔT) спектры генерации смещаются в длинноволновую область.

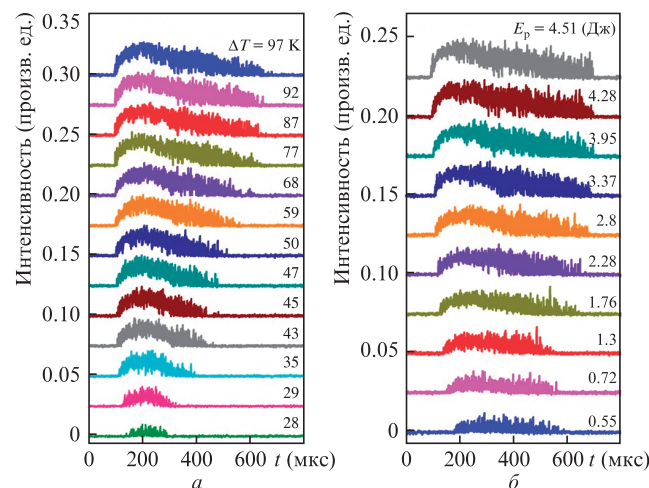


Рис.8. Осциллограммы импульсов излучения Fe:ZnSe-лазера при различных ΔT и $E_p = 4.5$ Дж (а) и различных энергиях E_p и $\Delta T = 97$ К (б).

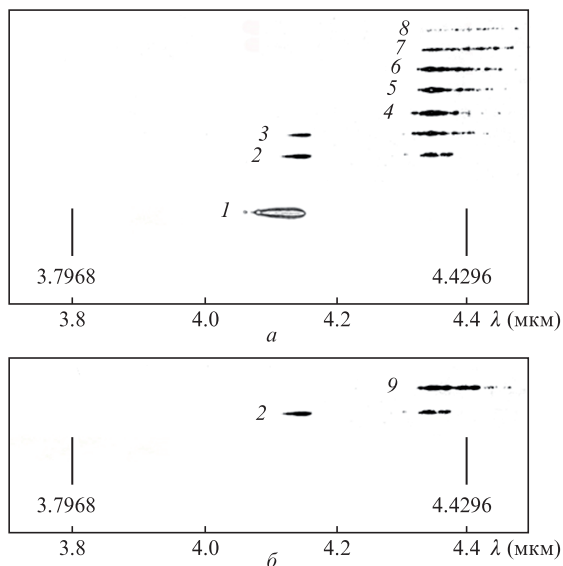


Рис.9. Спектры генерации Fe:ZnSe-лазера с активным элементом 1 при $\Delta T = 100$ К (а, отпечаток 1) и активным элементом 2 при $\Delta T = 100$ (а, 2 и б, 2), 80 (а, 3), 60 (а, 4), 50 (а, 5), 40 (а, 6), 30 (а, 7) и 20 К (а, 8) в однократном режиме накачки и в стационарном импульсно-периодическом режиме при $\nu = 2$ Гц и $E_p = 6$ Дж (б, 9). Вертикальные отрезки указывают положения 6-го и 7-го порядков дифракции линии генерации He-Ne-лазера.

Зависимости доли энергии импульсов излучения Fe:ZnSe-лазера при энергии накачки 6.8 Дж, прошедшей через диафрагму, от ее диаметра представлены на рис.10. В эксперименте использовался активный элемент 2 и импульсы излучения накачки длительностью 350 мкс. Экспериментальные данные хорошо описываются кривой пропускания отверстием диаметром d пучка излучения, имеющего гауссово распределение интенсивности с радиусом $w = 1.25$ мм. Полный угол расходимости лазерного излучения оценивается как $\Theta = 2w/F = 5$ мрад ($F = 500$ мм – фокусное расстояние сферического зеркала). В угле 5 мрад содержится $\sim 65\%$ энергии. Отметим, что диаметр основной моды TEM₀₀ использованного резонатора можно оценить как

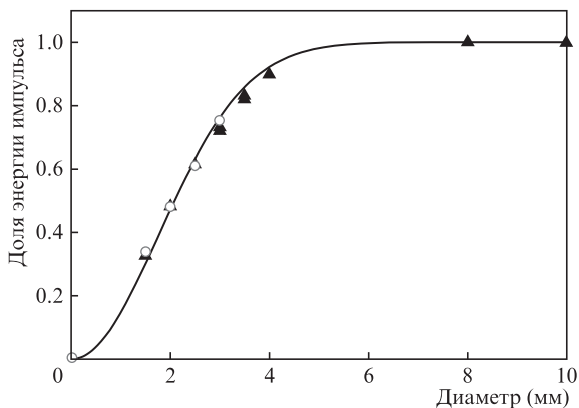


Рис.10. Зависимости доли энергии импульса Fe:ZnSe-лазера, проходящей через отверстие в фокальной плоскости сферического зеркала с фокусным расстоянием 500 мм, от диаметра этого отверстия при энергии накачки 6.8 Дж в режиме однократных импульсов (▲) и в стационарном импульсно-периодическом режиме (●). Сплошная кривая – аналогичная расчетная зависимость для пучка излучения с поперечным гауссовым распределением интенсивности и радиусом $w = 1.25$ мм. Данные получены при использовании активного элемента 2 и импульсов излучения накачки длительностью 350 мкс.

$$2w_0 = \sqrt{\frac{2L_c \lambda}{\pi}} \sqrt{\frac{R - L_c}{L_c}} = 1.5 \text{ мм},$$

где L_c – длина резонатора; R – радиус кривизны глухого зеркала. Тогда расходимость основной гауссовой моды излучения $\Theta_0 = \lambda/(2\pi w_0) = 1$ мрад. Таким образом, измеренная расходимость излучения Fe:ZnSe-лазера примерно в 5 раз больше расходимости моды TEM₀₀.

3.2. Характеристики лазера в импульсно-периодическом режиме накачки

Первые эксперименты по использованию этого режима выполнялись при длительности импульса 700 мкс и использовании активного элемента 1.

На рис.11 представлена зависимость энергии импульса Fe:ZnSe-лазера от порядкового номера импульса в короткой серии из 12 импульсов, частота следования которых была равна 5 Гц. Видно, что средняя мощность излучения в этой серии превышала 20 Вт. В течение первой секунды работы лазера сначала наблюдался заметный рост выходной энергии, а затем небольшой ее спад. Это соответствует начальной динамике генерации лазера накачки при их включении в импульсно-периодическом режиме (см. рис.5,а). К сожалению, лазеры накачки, которыми мы располагали, не могли надежно работать в квазипрерывном импульсно-периодическом режиме при предельных энергиях импульсов и частотах 5 Гц и выше.

Зависимости средней мощности лазерного излучения от времени в серии из 100 импульсов при разных частотах следования импульсов представлены на рис.12. Видно, что средняя мощность Fe:ZnSe-лазера в серии из 100 импульсов может достигать ~ 10 Вт.

На рис.13,а представлена временная зависимость средней мощности Fe:ZnSe-лазера в серии из более чем 1500 импульсов при частоте 2 Гц. Здесь наблюдается выход на стационарный режим работы импульсно-периодического лазера, который происходит в течение 10–15 мин и связан с изменением режима работы термоэлектрических модулей. Максимальная средняя мощность излучения Fe:ZnSe-лазера составила 2.8 Вт. С увеличением частоты следования импульсов средняя мощность существенно падает, что видно из рис.14, на котором представлены зависимости от времени средней мощности лазерного излучения при примерно одинаковой средней мощности излучения накачки. Падение средней мощности с увеличением частоты связано с менее эффективной работой лазера накачки (см. рис.5), а также с более быстрым падением E_{las} при нагреве кристалла из-за малого исходного превышения порога генерации (см. рис.7).

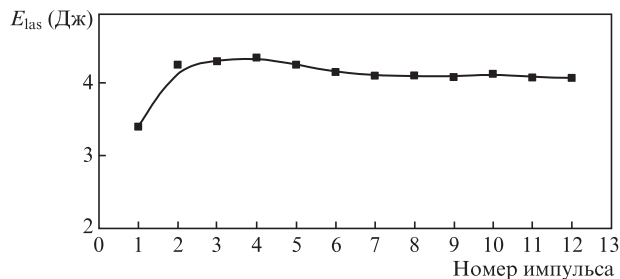


Рис.11. Зависимость энергии импульса Fe:ZnSe-лазера от порядкового номера импульса в короткой серии из 12 импульсов при частоте их следования 5 Гц и $E_p = 12$ Дж.

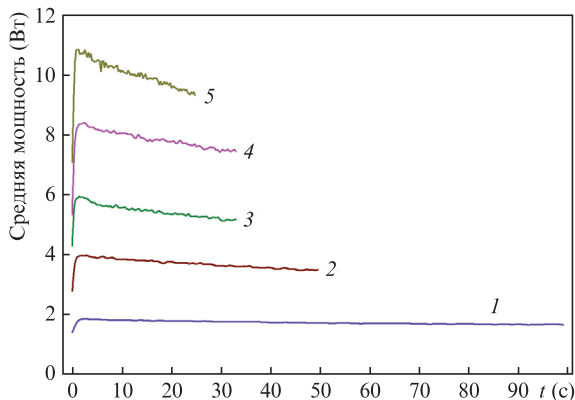


Рис.12. Зависимости средней мощности Fe:ZnSe-лазера от времени в сериях из 100 импульсов при различных частотах следования и энергиях импульсов накачки 1 Гц, 5.9 Дж (1); 2 Гц, 5.9 Дж (2); 3 Гц, 5.9 Дж (3); 3 Гц, 8.1 Дж (4); 4 Гц, 8.1 Дж (5).

Возможность увеличения средней мощности генерации мы связывали с уменьшением длительности импульса накачки. На рис.13,б представлены зависимости средней мощности излучения Fe:ZnSe-лазера от времени в импульсно-периодическом режиме при частоте следования импульсов накачки 2 Гц, их длительности 350 мкс и различных энергиях. Максимальное значение средней мощности излучения Fe:ZnSe-лазера в установившемся импульсно-периодическом режиме составило 3.1 Вт. Таким образом, укорочение импульса накачки привело к увеличению лазерной мощности примерно на 10%.

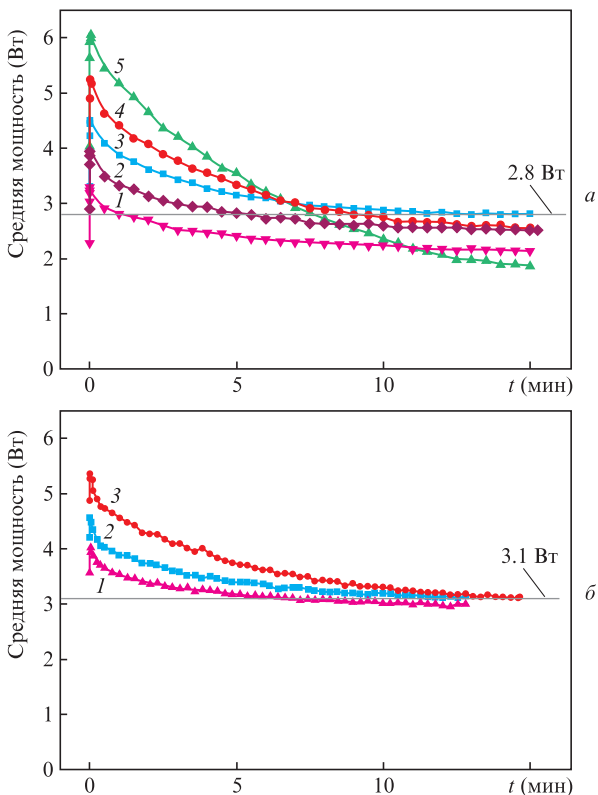


Рис.13. Зависимости средней мощности излучения Fe:ZnSe-лазера с активными элементами 1 (а) и 2 (б) от времени в импульсно-периодическом режиме накачки при частоте следования импульсов 2 Гц, длительностях импульсов 700 мкс (а) и 350 мкс (б) и энергиях импульсов накачки 5 (1), 6 (2), 6.8 (3), 8.1 (4), 9 Дж (5) (а) и 6 (1), 6.8 (2), 8.1 Дж (3) (б).

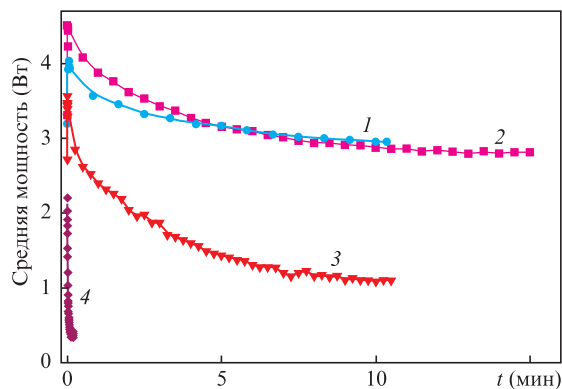


Рис.14. Зависимости средней мощности излучения Fe:ZnSe-лазера с активным элементом 1 от времени в импульсно-периодическом режиме при примерно одинаковой средней мощности излучения накачки и частотах следования импульсов 1.2 (1), 2 (2), 4 (3) и 10 Гц (4).

Спектр генерации Fe:ZnSe-лазера в установившемся режиме представлен спектром 9 на рис.9,б. Он заметно сдвинут в длинноволновую сторону относительно спектра в режиме однократных импульсов накачки и при ширине 0.1 мкм имеет максимум вблизи $\lambda = 4.38$ мкм. Наблюдаемый сдвиг обусловлен нагревом кристалла, приводящим к уширению спектра поглощения и к росту ре-абсорбции лазерного излучения длинноволновым краем спектра поглощения.

Из рис.10 видно, что направленность распространения излучения Fe:ZnSe-лазера в установившемся импульсно-периодическом режиме практически та же, что и при однократной накачке.

4. Обсуждение результатов

До начала работы лазера активный элемент, индиевые прокладки и «холодные» пластины термоэлектрических модулей охлаждены до температуры ~ 195 К. Имеется также некоторое распределение температуры внутри термоэлектрических модулей. После включения лазера в импульсно-периодическом режиме накачки прежде всего начинает нагреваться активная область (адиабатический нагрев). Затем тепло распространяется во все предварительно охлажденные детали (теплоотвод осуществляется за счет выравнивания температуры этих деталей – «работает» их теплоемкость). И наконец, происходит выход на стационарный режим в результате изменения режима работы термоэлектрических модулей таким образом, чтобы обеспечить отвод подводимой тепловой мощности накачки.

Рассмотрим сначала процесс оттока тепла из активной области за счет нагрева соседних областей кристалла. Из рис.7 следует, что энергия импульсов излучения Fe:ZnSe-лазера уменьшается практически линейно при увеличении температуры кристалла, что связано с ростом порога генерации (в режиме однократных импульсов накачки температура кристалла равна температуре «холодной» поверхности термоэлектрического модуля). Эту зависимость можно представить в виде

$$E_{\text{las}} = E_{0\text{las}} - \alpha \Delta \tilde{T} \tag{2a}$$

или

$$P_{\text{las}}^{\text{av}} = P_{\text{olas}}^{\text{av}} - \nu \alpha \Delta \tilde{T}, \quad (26)$$

где $E_{\text{olas}} = kE_p$ и $P_{\text{olas}}^{\text{av}} = E_{\text{olas}}\nu$ – энергия импульса и средняя мощность излучения лазера при минимальной температуре кристалла $T = 195$ К; $\Delta \tilde{T}$ – приращение температуры кристалла к минимальной; k – КПД лазера; α – коэффициент пропорциональности, равный 0.03 Дж/К при $E_{\text{olas}} = 2.7$ Дж (см. рис.7, верхняя кривая). Коэффициент k можно выразить через пороговую энергию импульса накачки и дифференциальный КПД лазера как $k = k_{\text{dif}}(1 - E_{\text{th}}/E_p)$, где $k_{\text{dif}} = 0.36$, а $E_{\text{th}} = 0.67$ Дж (см. рис.6). Предположим, что кристалл неограничен в плоскости (x, y) , перпендикулярной оптической оси резонатора. Этому предположению больше соответствует активный элемент 1 с большими поперечными размерами. Тогда приращение температуры $\Delta \tilde{T}$ можно записать в виде [26]

$$\begin{aligned} \Delta \tilde{T}(x, y, t) &= \int_0^t d\tau \int_{-r_0}^{r_0} d\varepsilon \int_{-\sqrt{r_0^2 - y^2}}^{\sqrt{r_0^2 - y^2}} d\delta \frac{E\nu F(\tau) R(\delta, \varepsilon)}{\pi r_0^2 l C} \\ &\times \exp\left[-\frac{(x - \delta)^2 + (y - \varepsilon)^2}{4a^2(t - \tau)}\right] [4a^2(t - \tau)]^{-1} = \\ &= (E_p - E_{\text{las}})\nu f_\nu(x, y, t), \end{aligned} \quad (3)$$

где $E = E_p - E_{\text{las}}$ – часть энергии накачки, расходуемая в одном импульсе на нагрев кристалла; $r_0 = 0.4$ см – радиус пятна накачки; $l = 1.7$ см – длина кристалла; $C = 1.6$ Дж·см⁻³·К⁻¹ и $a^2 = 0.19$ см²·с⁻¹ – объемная теплоемкость и коэффициент температуропроводности кристалла ZnSe при $T \approx 200$ К; $F(t)$ – временная зависимость, которую можно представить в виде суммы последовательности дельта-функций, нормированной на частоту; $R(x, y)$ – поперечное распределение интенсивности в пучке излучения накачки, ограниченное радиусом пятна r_0 и аналогичное измеренному в [23]. Мощность тепловыделения равняется разности мощностей накачки и лазера. Такое упрощение разумно, поскольку квантовый выход люминесценции в кристалле Fe:ZnSe в рассматриваемом диапазоне температур много меньше единицы, и лишь малая доля мощности накачки расходуется на возбуждение люминесценции.

Максимальное увеличение температуры кристалла происходит на оптической оси, где $x = y = 0$. На рис.15 представлены зависимости $f_\nu(0, 0, t) = f_\nu(t)$. Штриховыми линиями соединены точки, соответствующие началу импульсов накачки. Полученную зависимость обозначим $f_{0\nu}(t)$.

Заменив функцией $f_{0\nu}(t)$ функцию $f_\nu(x, y, t)$ в правой части уравнения (3), получим выражение для приращения температуры кристалла до начала следующего по времени импульса:

$$\Delta \tilde{T}(t) = (E_p - E_{\text{las}})\nu f_{0\nu}(t). \quad (4)$$

Подставляя далее $\Delta \tilde{T}(t)$ в уравнение (2а) и решая его относительно E_{las} , получаем выражение для средней мощности излучения лазера $P_{\text{las}}^{\text{av}} = E_{\text{las}}\nu$:

$$P_{\text{las}}^{\text{av}} = P_p^{\text{av}} [(k - \alpha \nu f_{0\nu}(t)) / (1 - \alpha \nu f_{0\nu}(t))]. \quad (5)$$

Из формулы (5) видно, что при коротких сериях импульсов накачки, когда $f_{0\nu}(t)$ мало, т.е. $k \gg \alpha \nu f_{0\nu}(t)$, средняя мощность лазера примерно пропорциональна мощности

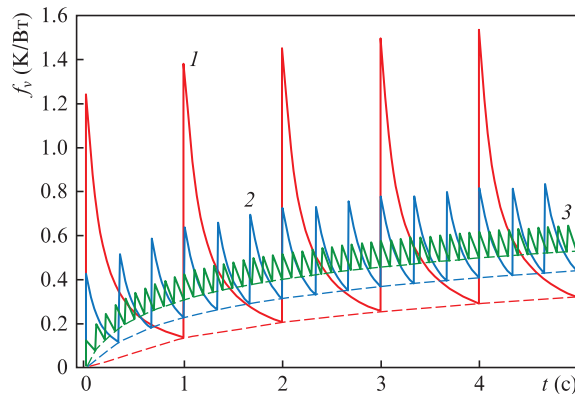


Рис.15. Зависимости $f_\nu(t)$ при: $\nu = 1$ (1), 3 (2), 10 Гц (3). Штриховые линии, проведенные через точки, соответствующие началу импульсов накачки, – зависимости $f_{0\nu}(t)$.

накачки и КПД лазера близок к 36%. Этот случай соответствует данным, представленным на рис.11, когда была получена предельная для нашей установки средняя мощность генерации 20 Вт в течение 2 с работы лазера.

При более длинных сериях импульсов накачки мощность лазера постепенно снижается. В этом случае тепло достигает границ кристалла. Однако формулой (3) можно по-прежнему пользоваться, если учитывать изменение коэффициента температуропроводности материала на границах кристалла. Расчеты показывают, что учет этого изменения существенно не сказывается на приращении температуры центральной части активного элемента 1 в течение 100 с работы лазера.

Если частота следования импульсов постоянна и превышение над порогом генерации достаточно велико, т.е. можно пренебречь зависимостью КПД от E_p , то средняя мощность излучения лазера примерно пропорциональна энергии импульса накачки. При этом временная зависимость мощности при изменении энергии импульса накачки изменяется несущественно (кривые 3 и 4 на рис.12). С другой стороны, если поддерживать постоянной среднюю мощность излучения накачки и увеличивать частоту следования импульсов, то средняя мощность лазера быстро падает, что качественно соответствует зависимостям, представленным на рис.14. Причина такого падения заключается в том, что при сохранении постоянной мощности накачки с увеличением частоты необходимо уменьшать энергию импульса, что приведет к уменьшению превышения порога генерации.

Оценим теперь среднюю мощность лазера в стационарном режиме. Зависимость тепловой мощности, которую могут «отвести» два термоэлектрических модуля, от перепада температуры на этих модулях выражается формулой

$$Q = \beta \Delta T_{\text{TM}}, \quad (6)$$

где β – коэффициент пропорциональности, равный 0.34 Вт/К для использованных нами термоэлектрических модулей; ΔT_{TM} – перепад температуры между предельно низкой температурой «холодной» поверхности термоэлектрического модуля и температурой этой же поверхности в установившемся импульсно-периодическом режиме накачки. Величина ΔT_{TM} меньше $\Delta \tilde{T}$, поскольку в установившемся режиме есть еще перепад температуры между центром активной области кристалла и «холодной» поверхностью термоэлектрического модуля:

$$\Delta T_{\text{TM}} = \delta \Delta \tilde{T}. \quad (7)$$

Далее, переписав уравнение (6) с учетом (7) и (26) и приравняв $Q = P_{\text{p}}^{\text{av}} - P_{\text{las}}^{\text{av}}$, получим выражение для средней мощности излучения лазера в установившемся режиме:

$$P_{\text{las}}^{\text{av}} = P_{\text{p}}^{\text{av}} \frac{k - \alpha v / (\beta \delta)}{1 - \alpha v / (\beta \delta)}. \quad (8)$$

Для примера рассмотрим случай, соответствующий кривой 3 на рис.13,б: $P_{\text{p}}^{\text{av}} = 16.2$ Вт, $k = 0.34$ (см. рис.6, для $E_{\text{p}} = 8.1$ Дж), $\alpha = 0.03$ Дж/К, $v = 2 \text{ c}^{-1}$, $\beta = 0.34$ Вт/К. Оценим коэффициент δ в (7) из следующих соображений. Подставляя измеренное в эксперименте значение $P_{\text{las}}^{\text{av}} = 3.1$ Вт в уравнение (26), находим, что $\Delta \tilde{T} = 40$ К. Теперь оценим, какой перепад температуры достигается в цилиндрическом активном элементе, зажатом в медный держатель. Для этого надо решить стационарное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах. Если предположить, что в центральной области активного элемента радиусом $r_0 = 0.4$ см мощность однородного тепловыделения $P_{\text{p}}^{\text{av}} - P_{\text{las}}^{\text{av}} \approx 13.1$ Вт и на боковой поверхности цилиндрического активного элемента радиусом $R_0 = 0.6$ см поддерживается постоянная температура, то легко показать, что перепад температуры между центром цилиндра и его боковой поверхностью определяется формулой

$$\Delta T_{\text{c}} = \frac{P_{\text{p}}^{\text{av}} - P_{\text{las}}^{\text{av}}}{2\pi l \chi} \left[0.5 + \ln \left(\frac{R_0}{r_0} \right) \right], \quad (9)$$

где $l = 1.93$ см – длина активного элемента 2; $\chi = 0.23$ Вт·см⁻¹·К⁻¹ – коэффициент теплопроводности ZnSe при температуре 200 К. Из формулы (9) получаем $\Delta T_{\text{c}} \approx 4$ К. Далее, воспользовавшись формулой (7) и учитывая, что $\Delta T_{\text{TM}} = \Delta \tilde{T} - \Delta T_{\text{c}}$, получаем оценку $\delta \approx 0.9$. Тогда из формулы (8) получим $P_{\text{las}}^{\text{av}} = 2.9$ Вт, что практически совпадает с измеренным значением 3.1 Вт.

5. Заключение

В настоящей работе предоставлен импульсно-периодический Fe:ZnSe-лазер с охлаждением кристалла двумя четырехкаскадными термоэлектрическими модулями и накачке излучением двух Er:YAG-лазеров. В неустановившемся режиме достигнута средняя за 2 с мощность излучения лазера 20 Вт. В стационарном режиме средняя мощность составила 3.1 Вт при частоте следования импульсов накачки 2 Гц и длительности импульса 350 мкс. Максимум спектра генерации находился вблизи $\lambda = 4.38$ мкм. Лазерный пучок был осесимметричен, и в конусе с углом 5 мрад содержалось 65% мощности излучения Fe:ZnSe-лазера. Полученные экспериментально средние мощности генерации хорошо соответствуют расчетным значениям. Средняя мощность излучения лазера в значительной степени определяется характеристиками термоэлектрических модулей.

Работа поддержана программой президиума РАН №7 «Актуальные вопросы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов» и частично – Программой повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (договор №.02.а03.21.0005).

1. Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **34**, 185 (2004) [*Quantum Electron.*, **34**, 185 (2004)].
2. Picque N., Gueye F., Guelachvili G., Sorokin E., Sorokina I.T. *Opt. Lett.*, **30** (24), 3410 (2005).
3. Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **35**, 425 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 425 (2005)].
4. Herbin H., Picque N., Guelachvili G., Sorokin E., Sorokina I.T. *J. Mol. Spectrosc.*, **238**, 256 (2006).
5. Girard V., Farrenq R., Sorokin E., Sorokina I.T., Guelachvili G., Picque N. *Chem. Phys. Lett.*, **419**, 584 (2006).
6. Sorokin E., Sorokina I.T., Mandon J., Guelachvili G., Picque N. *Opt. Express*, **15**, 16540 (2007).
7. Акимов В.А., Воронов А.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **37**, 1071 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 1071 (2007)].
8. Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Охотников О.Г., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П., Акимов В.А. *Квантовая электроника*, **43**, 885 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 885 (2013)].
9. Губин М.А., Киреев А.Н., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Филипчук М.Ю., Фролов М.П., Шелковников А.И. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **38**, 34 (2011).
10. Губин М.А., Киреев А.Н., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Пнев А.Б., Подмарьков Ю.П., Филипчук М.Ю., Фролов М.П., Шелестов Д.А., Шелковников А.И. *Квантовая электроника*, **42**, 509 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 509 (2012)].
11. Губин М.А., Киреев А.Н., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Лазарев В.А., Пнев А.Б., Подмарьков Ю.П., Тюрников Д.А., Фролов М.П., Шелковников А.С. *Квантовая электроника*, **42**, 565 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 565 (2012)].
12. Sorokin E., Tolstik N., T. Sorokina I.T. *Proc. SPIE*, **8599**, 859916 (2013).
13. Sorokina I.T., Sorokin E. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **21**, 1601519 (2015).
14. Vasilyev S., Mirov M., Gapontsev V. *Opt. Express*, **22**, 5118 (2014).
15. Potemkin F.V., Migal E.A., Pushkin A.V., Sirotkin A.A., Kozlovsky V.I., Korostelin Y.V., Podmar'kov Y.P., Firsov V.V., Frolov M.P., Gordienko V.M. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 125403 (2016).
16. Potemkin F.V., Bravy B.G., Kozlovsky V.I., Korostelin Y.V., Migal E.A., Podmar'kov Y.P., Podshivalov A.A., Platonenko V.T., Firsov V.V., Frolov M.P., Gordienko V.M. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 15401 (2016).
17. Бравый Б.Г., Гордиенко В.М., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Потемкин Ф.В., Подмарьков Ю.П., Подшивалов А.А., Платоненко В.Т., Фирсов В.В., Фролов М.П. *Известия РАН. Сер. физ.*, **80**, 489 (2016).
18. Potemkin F.V., Migal E.A., Pushkin A.V., Bravy B.G., Sirotkin A.A., Kozlovsky V.I., Korostelin Yu.V., Podmar'kov Yu.P., Firsov V.V., Frolov M.P., Gordienko V.M. *Proc. SPIE*, **10238**, 102380L (2017).
19. Kozlovsky V.I., Korostelin Y.V., Podmar'kov Y.P., Skasyrsky Y.K., Frolov M.P. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **740**, 012006 (2016).
20. Mirov S., Fedorov V., Martyshkin D., Moskalev I., Mirov M., Vasilyev S. in *Advanced Solid State Lasers Conf. 2015* (OSA, 2015, paper AW4A).
21. Великанов С.Д., Гаврищук Е.М., Зарецкий Н.А., Захряпа А.В., Иконников В.Б., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Манешкин А.А., Машковский Д.А., Салтыков Е.В., Фирсов К.Н., Чуваткин Р.С., Юткин И.М. *Квантовая электроника*, **47**, 303 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 303 (2017)].
22. Воронов А.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П. *Квантовая электроника*, **35**, 809 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 809 (2005)].
23. Frolov M.P., Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I., Podmar'kov Yu.P., Skasyrsky Ya.K. *Opt. Lett.*, **43**, 623 (2018).
24. Kozlovsky V.I., Akimov V.A., Frolov M.P., Korostelin Yu.V., Landman A.I., Martovitsky V.P., Mislavskii V.V., Podmar'kov Yu.P., Skasyrsky Ya.K., Voronov A.A. *Phys. Stat. Sol. B*, **247**, 1553 (2010).
25. Moulton P.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21**, 1582 (1985).
26. Владимиров В.С. *Уравнения математической физики* (М.: Наука, 1971, с. 258).